

УДК 621.43.01

3.Х. Керимов, канд. техн. наук

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ТРЕХМЕРНОГО ПОТОКА ГАЗА В ЦИЛИНДРЕ ПОРШНЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ

Одной из важнейших задач, стоящих перед энергомашиностроением на сегодняшний день, является повышение топливной экономичности и снижение токсичности отработавших газов поршневых двигателей, являющихся основным источником энергии средств наземного транспорта. Решение этой задачи, в свою очередь, в значительной степени зависит от совершенства рабочего процесса и, в частности, от процесса смесеобразования в цилиндре двигателей. Поэтому обеспечение надлежащего движения воздушного заряда в цилиндре на тактах впуска и сжатия приобретает важное значение как для двигателей с искровым воспламенением, так и дизельных двигателей. Как свидетельствуют научные публикации в течение последних двух десятилетий, ведущие двигателестроительные и исследовательские центры мира уделяют большое внимание вопросу исследования движения воздушного заряда в цилиндре двигателей внутреннего сгорания (ДВС) как экспериментальным путем, так и с применением методов математического моделирования.

На сегодняшний день доминирующим направлением в области моделирования турбулентных течений, в том числе и в цилиндре поршневых двигателей, являются так называемые k - ε модели, относящиеся к полумпирическим моделям турбулентности. Судя по некоторым рассмотренным публикациям, например [1], k - ε модели имеют удовлетворительную адекватность и могут быть применены для моделирования турбулентности и в специфических условиях в цилиндре ДВС. Согласно другим публикациям, например [2], они недостаточно точно описывают характер течений в условиях развитой турбулентности в замкнутых объемах с учетом сжатия и расширения среды. Несмотря на противоречивые мнения, можно констатировать, что в настоящее время k - ε модели получили наибольшее распространение для описания внутрицилиндровой турбулентности. Однако, несмотря на это, k - ε модели нельзя считать универсальными. Отметим некоторые недостатки, присущие всем разновидностям k - ε моделей.

Эмпирические константы, входящие в уравнения k - ε моделей, определены в условиях стационарных турбулентных течений в трубе, к тому же, без учета сжимаемости газа, и поэтому трудно обосновать их пригодность (и постоянство) для расчета нестационарных трехмерных течений с развитой турбулентностью в замкнутых объемах. Кроме того, коэффициенты турбулентного обмена рассчитыва-

ются с использованием известной формулы Прандтля-Колмогорова, постоянный коэффициент которой получен для условий равновесной турбулентности, где генерация турбулентности равна ее диссипации. А турбулентность в потоке с сильно выраженной нестационарностью, что имеет место в цилиндре поршневого двигателя, трудно считать равновесной.

Поэтому, несмотря на некоторые успехи в области моделирования сложных турбулентных течений в цилиндре поршневых двигателей с помощью k - ε модели, эту проблему нельзя считать решенной и разработка новых математических моделей турбулентности потока вообще, и в цилиндре ДВС в частности, является актуальной.

В настоящей работе предпринята попытка предложить методику определения показателей турбулентности потока газов в цилиндре ДВС без использования эмпирических зависимостей.

При математическом моделировании турбулентных потоков наиболее сложной задачей является определение коэффициентов турбулентного переноса, в частности, динамического коэффициента турбулентной вязкости, входящего в уравнения Навье-Стокса, и коэффициента турбулентной теплопроводности в уравнении энергии.

Для определения показателей турбулентности газового потока принята теория “пути перемешивания” (или “пути смешения”) Л. Прандтля [4], базирующаяся на гипотезе Буссинеска [4]. Согласно этой гипотезе, отдельный конечный объем газа, называемый молеком, выделенный в данном “начальном” слое как некоторый индивидуальный объем, перемещается в нормальном к осредненному потоку направлении до тех пор, пока не смешается с некоторым смежным слоем, потеряв свою индивидуальность — отличие в продольной осредненной скорости. Конечный объем во все время перемещения из начального слоя в конечный сохраняет свое отличие в импульсе и только в момент перемешивания мгновенно теряет свою индивидуальность, вызвав, тем самым, в этом конечном слое возмущение в осредненной скорости. Расстояние между начальным и конечным слоями называется “путем перемешивания”.

Согласно теории Прандтля предполагается, что возмущения в осредненной скорости слоя как в продольном, так и в поперечном направлениях (пульсационные составляющие u' в направлении оси x и v' в направлении оси y) пропорциональны длине пути перемешивания l' и градиенту осредненной скорости u в поперечном направлении:

$$u' \sim l' \frac{du}{dy}, \quad v' \sim l' \frac{dv}{dy}. \quad (1)$$

Затем, в выражениях (1) знак пропорциональности заменен знаком равенства и после некоторых преобразований получена основная формула теории “пути перемешивания” Прандтля:

$$\mu_r = \rho l^2 \left| \frac{du}{dy} \right|, \quad (2)$$

где ρ – плотность газа; l – осредненная длина “пути перемешивания”.

Получено также выражение для турбулентного коэффициента теплопроводности [4]:

$$\lambda_r = c_p \rho l^2 \left| \frac{du}{dy} \right|. \quad (3)$$

Как видно, формулы (2) и (3), составляющие основу теории Прандтля, получены путем логических рассуждений и на основе принятых гипотез о механизме турбулентности. Кроме того, в выражениях (1) знак пропорциональности заменен знаком равенства (это означает, что если и присутствует коэффициент пропорциональности в этих выражениях, то он близок к единице). Уровень развития теории и методов расчета турбулентности на сегодняшний день таковы, что речь идет не о точном расчете локальных значений коэффициентов турбулентного переноса, а хотя бы определении порядка этих величин. Более того, турбулентность является статистическим (вероятностным) процессом, где присутствуют элементы случайности, показатели которого, по-видимому, не могут быть определены однозначно и точно, а могут быть рассчитаны с осреднением (по пространству и по времени) и с определенной вероятностью.

Единственная, остающаяся неопределенной в формуле Прандтля (2), величина l – длина пути перемешивания не может быть определена в рамках теории Прандтля. Для определения пути перемешивания существует много различных эмпирических и полуэмпирических выражений, в которые входят постоянные эмпирические коэффициенты. Все эти выражения не обладают универсальностью и не могут быть применены при расчете потоков с меняющейся во времени нестандартной конфигурацией.

В настоящей работе сделана попытка получить формулу для определения пути перемешивания в зависимости от показателей осредненного потока. При развитой турбулентности, при достаточно больших числах Рейнольдса в турбулентном потоке присутствуют пульсации с масштабами от самых больших до очень малых [3], т.е. пульсации с широким спектром амплитуд и частот. Крупномасштабные пульсации обладают наибольшими амплитудами, в них и накоплена большая часть кинетической энергии турбулентных пульсаций. Поэтому расчет этих пульсаций с наибольшими амплитудами (а значит, и с наибольшими путями перемешивания) и с

наименьшими частотами пульсаций и представляет интерес.

В [3] в результате теоретических исследований делается заключение о том, что частоты наиболее крупномасштабных пульсаций имеют порядок $\frac{u}{l}$, т.е.

$$f \sim \frac{u}{l}, \quad (4)$$

где f – частота пульсаций, u – осредненная скорость потока, l – длина пути перемешивания.

Нами выдвигается гипотеза о том, что при возникновении турбулентности, в потоке газа или жидкости генерируются турбулентные пульсации с частотами, равными частотам собственных колебаний колебательной системы, состоящей из среды и стенок, ограничивающих поток, т.к. естественно предположить, что при возникновении автоколебаний в потоке при отсутствии постороннего источника колебаний, колебания будут иметь частоту собственных колебаний системы, что и вызывает турбулентные пульсации в потоке.

В газовой или жидкой среде, ограниченной стенками могут происходить свободные колебания лишь с вполне определенными частотами – частотами собственных колебаний среды в данном объеме. Значения частот собственных колебаний зависят от формы, размеров, объема и свойств среды. Для каждого рассматриваемого объема с газовой средой существует бесконечный ряд возрастающих частот собственных колебаний. По-видимому, именно в результате этого, в потоке с развитой турбулентностью существует спектр турбулентных пульсаций с разными амплитудами – путями перемешивания (масштабами) и частотами, что подтверждает выдвинутую гипотезу. Кроме того, амплитуда стоячих волн, каковыми являются колебания среды в замкнутом объеме, с приближением к стенкам уменьшается и на поверхности стенок равняется нулю, что согласуется с различными эмпирическими формулами для пути перемешивания, встречающимися в литературе, и также является подтверждением гипотезы.

Спектр частот собственных колебаний газа в сосуде, имеющем форму параллелепипеда, определяется по формуле [4]:

$$\omega_c^2 = c^2 \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} + \frac{p^2}{d^2} \right), \quad (5)$$

где ω_c – круговая частота колебаний ($\omega_c = 2\pi f$), c – скорость распространения звука в среде, a , b , d – длины сторон параллелепипеда, m , n , p – произвольные целые числа.

При $m=n=p=1$ имеем наименьшую частоту собственных колебаний:

$$\omega_c = c\pi \sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{d^2}}. \quad (6)$$

В выражении (4), заменяя знак пропорцио-

нальности знаком равенства (аналогично Прандтлю в выражениях (1)), получим:

$$f = \frac{u}{l}. \quad (7)$$

Приравнявая частоту наиболее крупномасштабных турбулентных пульсаций наименьшей частоте собственных колебаний среды, из выражений (6) и (7) получим длину пути перемешивания для наиболее крупномасштабных турбулентных пульсаций потока в сосуде, имеющем форму параллелепипеда:

$$l = \frac{2u}{c \sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{d^2}}}. \quad (8)$$

По формуле (8) в зависимости от скорости потока, расстояния до стенок, ограничивающих поток, и скорости звука в среде (которая является результирующим показателем как инерционных, так и упругих свойств среды) может быть определено локальное значение длины пути перемешивания наиболее крупномасштабных турбулентных пульсаций. Для объемов с более сложной формой вместо выражения (5) можно использовать более сложные выражения и получить соответствующие формулы для l .

Подставляя $m=2,3,\dots$; $n=2,3,\dots$; $p=2,3,\dots$ в разных сочетаниях, в принципе, можно получить весь спектр путей перемешивания и частот турбулентных пульсаций. Кроме того, турбулентные колебания, имеющие разные частоты, интерферируя, создадут очень сложную картину, которая и имеет место в реальных турбулентных потоках. Если учесть, что цилиндр и камера сгорания поршневого двигателя имеют сложную форму, то сложный характер колебаний и отражений колебаний от стенок с их интерференцией еще более усложнят процесс и приблизят к хаотическому. Поэтому ограничимся колебаниями наибольшей амплитуды и наименьшей частоты.

Рассмотрим применение полученной формулы (8) для классического случая, например, для турбулентного потока в плоской трубе между двумя бесконечными плоскостями. В этом случае $a=L$, $b=\infty$, $d=\infty$ (L – расстояние между плоскостями). Тогда из выражения (8) получим:

$$l = \frac{2uL}{c}. \quad (9)$$

Попытаемся, используя выражение (9), получить закон изменения осредненной скорости турбулентного потока в пристенной зоне турбулентности. Известно, что при использовании выражения длины пути перемешивания Прандтля для пристенной турбулентности и интегрировании формулы Прандтля для напряжения турбулентного трения вне вязкого подслоя

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \tau_w \quad (10)$$

получается выражение логарифмического закона распределения осредненной скорости в пристенной

зоне турбулентности [4] (вне вязкого подслоя):

$$u = \frac{1}{\chi} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \ln y + const, \quad (11)$$

где τ_w – напряжение трения на стенке, χ – постоянное число.

Аналогично интегрируя выражение (10), с учетом зависимости (9), получаем:

$$u = \sqrt{y \frac{c}{L} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} + const. \quad (12)$$

Таким образом, в рамках предложенной формулы (6) для длины пути перемешивания профиль осредненной скорости потока соответствует не логарифмическому закону, как в выражении (11), а степенному закону “корня квадратного”.

В [4] “пристенная” зона турбулентности делится на внутреннюю и внешнюю подобласти турбулентности и отмечается, что “если в первой зоне вне вязкого подслоя и переходной области осуществляется логарифмический профиль скоростей, то во второй зоне его место занимает степенной профиль скоростей – степенной закон “корня квадратного”

$$u = \frac{2}{\chi} \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}} \sqrt{y} + const, \quad (13)$$

хорошо подтверждаемый опытами, а впервые на этот закон “половинной степени” обратили внимание Е.Е. Солодкин и И.И. Межиров в 1950 г., что также было опытно подтверждено в работе [7].

На основе проведенного анализа можно сделать вывод о том, что формула, полученная в результате предложенного метода определения пути перемешивания турбулентных пульсаций, соответствует профилю изменения средней скорости потока по степенному закону “корня квадратного” во внешней подобласти пристенной турбулентности, другими словами, для областей с развитой турбулентностью.

Таким образом, можно утверждать, что формула длины пути перемешивания на основе выдвинутой гипотезы хорошо согласуется с классическими представлениями о характере изменения параметров потока в области развитой турбулентности. Это, в свою очередь, свидетельствует о том, что предложенная гипотеза соответствует сложившимся представлениям о природе турбулентности, связывается с гипотезой Буссинеска и теорией Прандтля и может быть использована для определения длины пути перемешивания в формуле Прандтля и расчета потоков с развитой турбулентностью в замкнутых объемах и трубах.

Определим выражения длины пути перемешивания и коэффициентов турбулентного обмена применительно к трехмерной цилиндрической системе координат r, θ, x . Проекция длины пути перемешивания в направлениях соответствующих координат аналогично выражению (8) будут иметь вид (учитывая, что длина пути перемешивания всегда положи-

тельна):

$$\begin{aligned} l_u &= \frac{2|u|}{c\sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{d^2}}}; \\ l_v &= \frac{2|v|}{c\sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{d^2}}}; \\ l_w &= \frac{2|w|}{c\sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{d^2}}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Суммарная длина пути перемешивания:

$$l = \sqrt{l_u^2 + l_v^2 + l_w^2}. \quad (15)$$

Коэффициенты турбулентной вязкости в направлении соответствующих координат с учетом трехмерности потока будут:

$$\begin{aligned} \mu_u &= \rho l_u^2 \left(\left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| + \left| \frac{\partial u}{r \partial \theta} \right| \right); \\ \mu_v &= \rho l_v^2 \left(\left| \frac{\partial v}{\partial r} \right| + \left| \frac{\partial v}{\partial x} \right| \right); \\ \mu_w &= \rho l_w^2 \left(\left| \frac{\partial w}{\partial r} \right| + \left| \frac{\partial w}{r \partial \theta} \right| \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Коэффициенты турбулентной теплопроводности в направлениях соответствующих координат:

$$\begin{aligned} \lambda_u &= c_p \rho l_u^2 \left(\left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| + \left| \frac{\partial u}{r \partial \theta} \right| \right); \\ \lambda_v &= c_p \rho l_v^2 \left(\left| \frac{\partial v}{\partial r} \right| + \left| \frac{\partial v}{\partial x} \right| \right); \\ \lambda_w &= c_p \rho l_w^2 \left(\left| \frac{\partial w}{\partial r} \right| + \left| \frac{\partial w}{r \partial \theta} \right| \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Суммарные значения коэффициентов турбулентных вязкости и теплопроводности:

$$\mu_T = \sqrt{\mu_u^2 + \mu_v^2 + \mu_w^2}; \quad (18)$$

$$\lambda_T = \sqrt{\lambda_u^2 + \lambda_v^2 + \lambda_w^2}. \quad (19)$$

Локальные значения расстояний a, b, d зависят от положения расчетной точки в цилиндре. В объеме со сложной конфигурацией, в частности, в объеме цилиндра, они являются расстояниями между соответствующими двумя противоположными стенками в направлении трех взаимно перпендикулярных координатных осей, определенными с переходом через точку пространства, в которой рассчитываются показатели турбулентности.

Относительно формулы (5) можно отметить, что эта формула не учитывает влияние всех особенностей сложной формы камеры сгорания и цилиндра на частоту собственных колебаний газа в сосуде. Получение формулы, учитывающей влияние всех факторов на локальные значения амплитуд колебаний газа в сосуде, является достаточно сложной за-

дачей. Поэтому, ограничиваемся использованной формулой.

На основе рассмотрения анализа как существующих математических моделей потока в цилиндре поршневых двигателей, так и различных уравнений, описывающих неустановившийся турбулентный поток газа вообще, можно сделать вывод о том, что турбулентный поток газа наиболее точно с учетом особенностей потока описывается трехмерными уравнениями Навье-Стокса для сжимаемой среды.

Кроме того, для наиболее полного и точного учета конфигурации потока в цилиндре двигателя и упрощения граничных условий модели уравнения математической модели составлены в трехмерной цилиндрической системе координат r, θ, x .

Уравнение сплошности потока имеет вид:

$$\frac{\partial(r\rho)}{\partial\tau} + \frac{\partial(r\rho u)}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho v)}{\partial\theta} + \frac{\partial(r\rho w)}{\partial x} = 0. \quad (20)$$

Использованная форма уравнений Навье-Стокса для сжимаемой среды учитывает анизотропность турбулентности, переменность коэффициента турбулентной молекулярной вязкости между отдельными элементарными расчетными объемами пространства и его постоянство в пределах одного элементарного объема [3, 4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(r\rho u)}{\partial\tau} + \frac{\partial[r(p + \rho u^2)]}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho uv)}{\partial\theta} + \frac{\partial(r\rho uw)}{\partial x} = \\ = p + \rho v^2 + (\mu + \mu_u)r \times \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{r \partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \right. \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \left. + \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u}{r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right] - \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial v}{r \partial \theta} \right\}; \\ \frac{\partial(r\rho v)}{\partial\tau} + \frac{\partial(r\rho uv)}{\partial r} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial\theta} + \frac{\partial(r\rho vw)}{\partial x} = \\ = -\rho uv + (\mu + \mu_v)r \times \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{r \partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \right. \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \left. + \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right] + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial u}{r \partial \theta} \right\}; \\ \frac{\partial(r\rho w)}{\partial\tau} + \frac{\partial(r\rho uw)}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho vw)}{\partial\theta} + \frac{\partial[r(p + \rho w^2)]}{\partial x} = \\ = (\mu + \mu_w)r \times \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{r \partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \right. \end{aligned} \quad (23)$$

Использованное уравнение энергии учитывает как перенос тепла в результате молекулярной и турбулентной теплопроводностей, так и диссипацию энергии за счет молекулярной и турбулентной вязкостей.

$$\frac{\partial(er)}{\partial\tau} + \frac{\partial[r(i+0,5q^2)\rho u]}{\partial r} + \frac{\partial[(i+0,5q^2)\rho v]}{\partial\theta} + \frac{\partial[r(i+0,5q^2)\rho w]}{\partial x} = (\lambda + \lambda_T)r \times$$

$$\times \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{T}{r} \right) + \frac{\partial^2 T}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right] + (\mu + \mu_T)r\Phi, \quad (24)$$

где $e = \rho(c_v T + 0,5q^2)$, $q^2 = u^2 + v^2 + w^2$,

i – удельная энтальпия газа:

$$i = c_p T,$$

c_p , c_v – удельные теплоемкости газа при постоянном давлении и объеме;

T – температура газа;

u , v , w – проекции вектора скорости потока \vec{q} , соответственно, в направлениях r , θ , x , известно что, $\vec{q} = \vec{u} + \vec{v} + \vec{w}$;

e – плотность полной энергии газа (полная энергия единицы объема газа);

μ , μ_T – коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкостей;

λ , λ_T – коэффициенты молекулярной и турбулентной теплопроводностей;

τ – время;

Φ – диссипативный член (из-за громоздкости известное выражение не приводится [4]).

Система уравнений (20)-(24) замыкается уравнением состояния идеального газа:

$$p = \rho R_g T.$$

Вышеприведенные уравнения математической модели дополняются граничными условиями. В частности, для элементарных расчетных объемов, граничащих с проходным сечением впускного клапана, в уравнения вводятся дополнительные члены, учитывающие влияние потока через клапан. В элементарных расчетных объемах, граничащих со стенками, учитывается теплообмен со стенками. Разработана методика учета криволинейности стенок в элементарных расчетных объемах, заполняющих объем камеры сгорания. Дифференциальные уравнения математической модели решены конечно-разностным методом “распада произвольного разрыва” проф. С.К. Годунова [5].

Допускается, что в начале такта впуска объем цилиндра заполнен неподвижным газом, имеющим физические свойства чистого воздуха и температуру газов в цилиндре в конце такта выпуска.

В результате вычислений, проведенных на компьютере IBM, получают поля скоростей потока, температур, давлений газа, путей перемешивания и интенсивности турбулентности в цилиндре на тактах впуска и сжатия.

Адекватность методики определения пути перемешивания и моделирования внутрицилиндровых процессов была проверена сопоставлением результатов расчетов с экспериментальными данными, при-

веденными в работе [6]. Фирмой Ricardo Consulting Engineering в результате обработки экспериментальных данных, полученных методом лазерной доплеровской анемометрии на одноцилиндровом модельном двигателе Hydra, определен характер изменения пути перемешивания в цилиндре поршневого двигателя.

Коленчатый вал двигателя приводится в движение от постороннего электродвигателя без подачи топлива и вращается с частотой 1200 мин^{-1} . Камера сгорания имеет форму диска, без вытеснителей. При положении поршня в ВМТ расстояние между плоскими поверхностями днища поршня и головки цилиндра составляет 11,1 мм, диаметр цилиндра – 85,7 мм, а ход поршня – 86,0 мм. Расположение впускного канала относительно оси цилиндра – тангенциальное.

В математическую модель были введены данные модельного двигателя Hydra и смоделированы процессы впуска и сжатия. Сопоставление расчетных значений пути перемешивания в вертикальном сечении цилиндра с экспериментальными данными работы [6] приведены на рис.1. По результатам сопоставления можно считать, что по предлагаемой методике длина пути перемешивания определяется с удовлетворительной точностью, если учесть, что эта величина является статистической величиной, которая может быть рассчитана только с определенной вероятностью и точностью. Кроме того, следует учесть, что экспериментальные значения длины пути перемешивания получаются косвенно, обработкой замеренных параметров турбулентности с использованием методик, которые также являются далеко небесспорными.

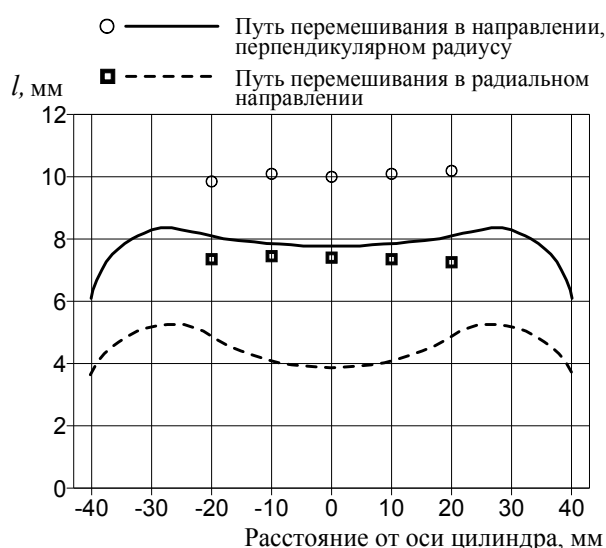


Рис.1. Сопоставление расчетных значений пути перемешивания (кривые) с экспериментальными данными работы [6] (точки) на расстоянии 7,1 мм от поверхности головки цилиндра при положении поршня 60° не доходя до ВМТ ходу сжатия

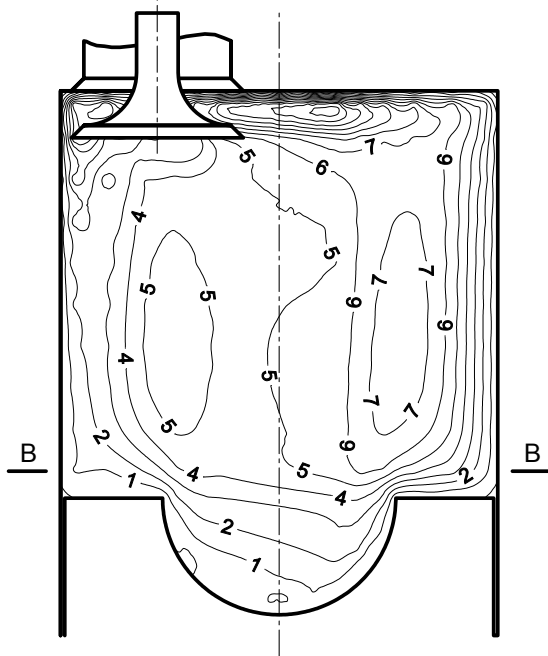


Рис.2. Изолинии суммарного пути перемешивания (в мм) в цилиндре дизеля Д-120 при угле поворота коленчатого вала 120° по ходу впуска (в сечении А-А на рис.3)

Были также смоделированы процессы впуска и сжатия в цилиндре дизельного двигателя Д-120 при частоте вращения коленчатого вала 2000 мин^{-1} . При этом во избежание неоправданного усложнения уравнений математической модели пренебрегается небольшим эксцентриситетом в 5 мм камеры сгорания относительно оси цилиндра. На рис. 2 приводится поле длины пути перемешивания на такте впуска в вертикальном сечении цилиндра, переходящем через ось впускного клапана, а на рис. 3 и 4, соответственно, поля температур газа и скоростей потока в горизонтальном сечении, переходящем на расстоянии 9,4 мм от днища поршня (изолинии построены с помощью программы Surfer 7.0 компании Golden Software). Как видно из рисунков, характеры изменения представленных параметров потока по сечениям цилиндра соответствуют современным представлениям о протекании рабочего процесса в цилиндре ДВС, что подтверждает адекватность методики расчета и правомерность сделанных допущений.

Таким образом, предложенную методику определения показателей турбулентности потока совместно с трехмерными уравнениями неразрывности, Навье-Стокса и энергии можно использовать для математического моделирования термо- и газодинамических процессов в цилиндре поршневых двигателей.

Список литературы:

1. Березин Р.С., Агапитов О.Н. Математическая модель двумерного осесимметричного турбулентного движения газа в цилиндре двигателя с противоположно движущимися поршнями // Двигателестроение – 1985 – №4. – с 5-6. 2. Дульгер М.В., Злотин Г.Н. Моделирование динамики разви-

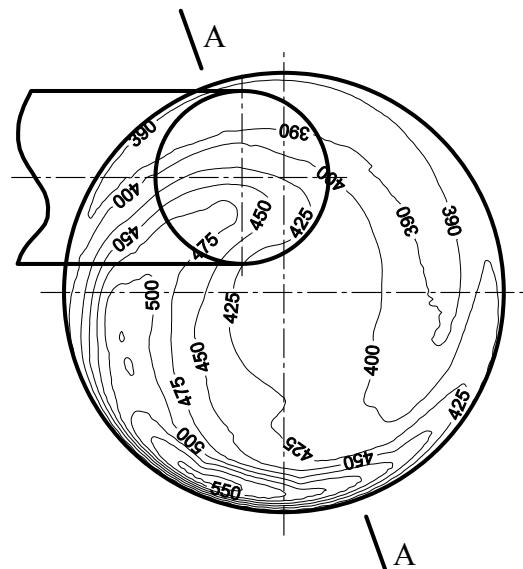


Рис.3. Изолинии температуры газа (в К) в цилиндре дизеля Д-120 при угле поворота коленчатого вала 120° по ходу впуска (в сечении цилиндра В-В на рис.2)

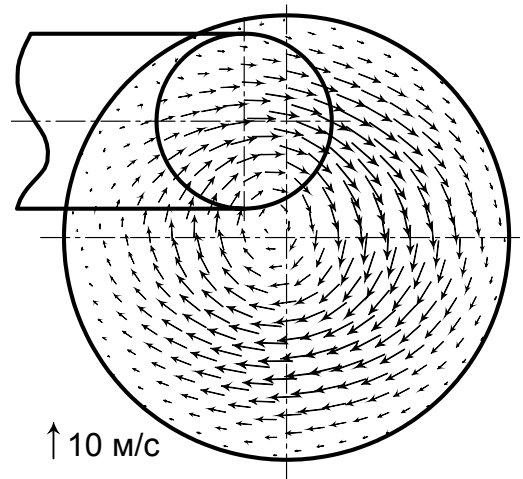


Рис.4. Поле скоростей газа в цилиндре дизеля Д-120 при угле поворота коленчатого вала 120° по ходу впуска (в сечении цилиндра В-В на рис.2)

тия турбулентности в цилиндре двигателя внутреннего сгорания. "Изв. Вузов. Машиностроение.", 1987, №2, с. 65-70. 3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука. 1986. – 736 с. 4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука. 1987, – 840с. 5. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. – М.: Наука, 1976. – 400 с. 6. Glover A.R., Hundleby G.E., Hadded O. An Investigation into Turbulence in Engines Using Scanning LDA. "SAE Techn. Pap. Ser.", 1988, №880378, 19pp. – Англ. 7. Stratford B.S. An experimental flow with zero skin friction throughout its region of pressure rise. - Journ. Fluid Mech., 1959, v5, part 1, p. 17-35.